6 Körperschall

Körperschall sind Schwingungen, die sich in elastischen Festkörpern ausbreiten. Der relevante Frequenzbereich geht weit über den taktil wahrnehmbaren Bereich der Strukturschwingungen hinaus. Im Kraftfahrzeug wird Körperschall immer dann zum Problem, wenn durch diesen fühlbare Schwingungen (Kapitel 4) oder sekundärer Luftschall (Kapitel 6.1.2) im hörbaren Frequenzbereich angeregt wird. Im Gegensatz zu Gasen und Flüssigkeiten, in denen sich Schwingungen nur in Form von Longitudinalwellen (Druckwellen) ausbreiten können, treten aufgrund der Tatsache, dass feste Körper auch Schubkräfte aufnehmen können, weiterer Wellenarten auf. Deren Eigenschaften sind auch von der Geometrie des betrachteten Körpers abhängig. In plattenartigen Strukturen, deren Dicke klein ist gegen die Wellenlänge, sind Biegewellen für die Abstrahlung von sekundärem Luftschall die wichtigste Wellenart. Im Gegensatz dazu wird Körperschall in Schlauchleitungen vorrangig durch Dehnwellen übertragen (Kapitel 12.6). Wegen der begrenzten Abmessungen der übertragenden Strukturen bilden sich in der Regel Schwingungsmoden aus, d.h. stehende Wellen mit ausgeprägten Resonanzen und Antiresonanzen. Die Schwierigkeiten, welche mit der Ausbreitung des Körperschalls verbunden sind, haben ihre Ursache auch in der sehr geringen Entfernungsabhängigkeit bei der Wellenausbreitung in den zumeist schwach gedämpften Strukturen eines Fahrzeugs. Erst geeignete Diskontinuitäten führen daher zu einer merklichen Abnahme des Körperschalls. Nachstehend werden neben den allgemeinen Mechanismen der Ausbreitung von Körperschall und der Abstrahlung von sekundärem Luftschall in Kapitel 6.1 insbesondere die Behinderung der Einleitung durch geeignete technische Maßnahmen betrachtet (Kapitel 6.2).

6.1 Sekundärschall

6.1.1 Plattenschwingungen

Die wichtigsten schallabstrahlenden Flächen im Automobil sind neben den Oberflächen von Motor und Getriebe insbesondere die großen Blechfelder der Karosseriestruktur. Blechfelder stellen als Schwingsystem dünne isotrope Platten dar, in denen sich sowohl nicht dispersive longitudinale und transversale Schwingungen, wie auch dispersive Biegewellen ausbreiten können. Da nur der letztgenannte Wellentyp zu einer signifikanten Schallabstrahlung führt, wird nur dieser nachstehend weiter betrachtet.

Unter dünnwandigen Platten sind hierbei Strukturen zu verstehen, deren Länge l und Breite b um ein Vielfaches größer sind als die Dicke h. Die homogene Bewegungsgleichung solcher Rechteckplatten wird durch die Kirchhoffsche Plattentheorie beschrieben:

$$B''\left(\frac{\partial^4\omega}{\partial x^4}+2\frac{\partial^4\omega}{\partial x\partial y}+\frac{\partial^4\omega}{\partial y^4}\right)+m''\cdot\frac{\partial^2\omega}{\partial t^2}=0$$

mit der auf die Plattenfläche bezogenen Plattensteifigkeit B'' abhängig vom Elastizitätsmodul E und der Querkontraktionszahl (Poisson-Zahl) v des Materials:

$$B''=\frac{E\cdot h^3}{12\left(1-v^2\right)}$$

sowie der auf die Plattenfläche bezogenen Masse abhängig von der spezifischen Dichte ρ:

$$m''=\rho\cdot h$$

Bei Platten mit begrenzter Ausdehnung werden die Biegeschwingungen an den Berandungen reflektiert. Dadurch ergeben sich stehende Wellen. Um die Schwingformen der stehenden Wellen beschreiben zu können, ist es nötig, die Bewegungsgleichung durch Anfangs- und Randbedingungen zu ergänzen. Dabei existieren drei Arten von klassischen Randbedingungen:

- eingespannt, d.h.

$$x\big|_{y=0,b}=y\big|_{x=0,l}=\frac{\partial x}{\partial y}\bigg|_{y=0,b}=\frac{\partial y}{\partial x}\bigg|_{x=0,l}=0$$

- frei gestützt, d.h.

$$x\big|_{y=0,b}=y\big|_{x=0,l}=\frac{\partial^2 x}{\partial y^2}\bigg|_{y=0,b}=\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\bigg|_{x=0,l}=0$$

- kräftefrei

Das Übertragungsverhalten bei Betriebsanregung lässt sich anschaulich aus der Überlagerung von modalen Übertragungsfunktionen $A_{(m,n)}$ multipliziert mit den modalen Eigenformen $\varphi_{(m,n)}$ darstellen:

$$H(\omega,x,y)=\sum_{(m,n)}A_{(m,n)}\left(\omega\right)\cdot\varphi_{(m,n)}(x,y)$$

Die Eigenformen von Rechteckplatten können für den *frei gestützten* Fall aus der homogenen Plattengleichung auf einfache Weise bestimmt werden:

$$\varphi_{(m,n)}\left(x,y\right)=\sin\frac{m\cdot\pi\cdot x}{l}\cdot\sin\frac{n\cdot\pi\cdot y}{b}$$

$m,n = 1,2,\ldots$

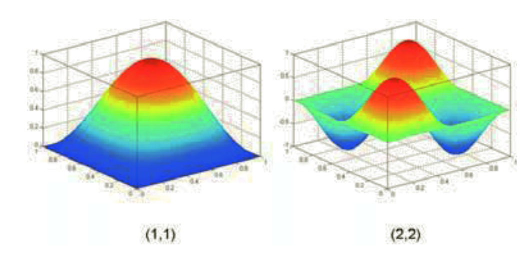


Bild 6-1: Eigenformen einer quadratischen Platte für die Moden (1,1) und (2,2)

Einsetzen der Eigenfunktionen in die homogene Plattengleichung führt auf die Eigenkreisfrequenz:

$$\omega_{(m,n)} = k_{(m,n)}^2 \cdot \frac{h}{L^2} \sqrt{\frac{E}{12\left(1-\nu^2\right)\cdot\rho}}$$

mit der Kreiswellenzahl:

$$k_{(m,n)} = \pi \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{l}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}$$

Die modalen Übertragungsfunktionen bei Kraftanregung entsprechen denjenigen von Einmassenschwingern mit der Plattenmasse m_P:

$$A_{(m,n)}\left(j\omega\right) = \frac{4}{m_P} \cdot \frac{1}{\omega_{(m,n)}^2 - \omega^2 + j \cdot 2 \cdot D \cdot \omega \cdot \omega_{(m,n)}}$$

Die normierten Eigenfrequenzen der ersten Fundamentalmoden sind sowohl für die frei gestütze als auch für die randseitig eingespannte Platte in **Tabelle 6-1** aufgelistet. In der Praxis entsprechen die Verhältnisse meist einem Mittelwert zwischen diesen beiden Einspannbedingungen.

Die Modendichte von Platten ist im Gegensatz zur Modendichte in Räumen (Kapitel 5.6.1) unabhängig von der Frequenz und kann aus der Plattenfläche S nach folgender Beziehung abgeschätzt werden:

$$\frac{\Delta n}{\Delta\omega} \approx \frac{S}{3{,}6 \cdot h} \sqrt{\frac{\left(1-\nu^2\right)\cdot\rho}{E}}$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewellen in Platten ist nicht konstant, sie hängt vielmehr von der Anregungsfrequenz ω ab (Dispersion):

$$c_B = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{\frac{B''}{m''}} = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{\frac{E \cdot h^2}{12 \cdot \left(1-\nu^2\right)\cdot\rho}}$$

Mode		$f_{(m,n)} \cdot L^2 / 1000 \cdot h$	
Nr.	(m,n)	frei gestützt	eingespannt
1	1,1	4,91	8,95
2	1,2	12,3	18,3
3	2,1	12,3	18,3
4	2,2	19,7	26,9
5	1,3	24,6	32,8
6	3,1	24,6	32,8
7	2,3	32,0	41,0
8	3,2	32,0	41,0

Tabelle 6-1: Normierte Eigenfrequenzen der ersten Moden einer quadratischen Stahlplatte (Kantenlänge *L*)

Die Biegewellengeschwindigkeit kann kleiner oder größer als die Schallgeschwindigkeit in Luft werden. Diejenige Frequenz, welche gerade zur Gleichheit zwischen der Biegewellengeschwindigkeit und der Schallgeschwindigkeit in Luft führt, wird als Koinzidenzfrequenz ω_k bezeichnet:

$$c_B\left(\omega_k\right) = c_0$$

$$\omega_k = c_0^2 \sqrt{\frac{m''}{B''}} = \frac{c_0^2}{h} \sqrt{\frac{12 \cdot \left(1-\nu^2\right)\cdot\rho}{E}}$$

Die Koinzidenzfrequenz ist von erheblicher Bedeutung für die Schallabstrahlung, da der Abstrahlgrad in Abhängigkeit davon, ob die betrachtete Frequenz unterhalb oder oberhalb der Koinzidenzfrequenz liegt, sehr unterschiedlich ausfällt (Kapitel 6.1.3).

6.1.2 Indirekter Luftschall, Kolbenstrahler

Wird eine mechanische Struktur durch Betriebskräfte zu Schwingungen angeregt, so strahlt sie abhängig von der Schnelleverteilung auf der Oberfläche der Struktur Schall in das umgebende Fluid ab. Handelt es sich bei dem Fluid um Luft, so kann aufgrund ihrer geringen Dichte die Fluid-Struktur-Kopplung normalerweise vernachlässigt werden.

Die Luftschallabstrahlung erfolgt immer senkrecht zur Oberfläche, weil in Gasen keine Scherspannungen auftreten können. Demnach sind diejenigen Eigenschwingungsformen am Besten zur Umwandlung von Körperschall in sekundären Luftschall geeignet,

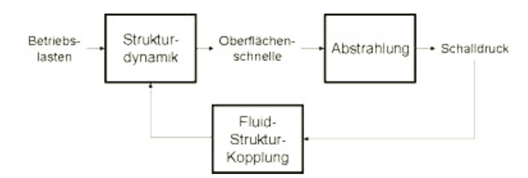


Bild 6-2: Signalflussbild der indirekten Schallabstrahlung

die eine hohe örtliche Geschwindigkeit v_n in Normalenrichtung zur Oberfläche aufweisen. Während die Ermittlung der Schnelleverteilung auf der Oberfläche keine prinzipiellen Probleme aufwirft, und sowohl rechnerisch durch numerische Ansätze, wie beispielsweise der Finiten Elemente Methode, als auch messtechnisch erfolgen kann, ist die rechnerische Bestimmung des Abstrahlverhaltens bisher nur für sehr einfache Strukturen befriedigend gelöst.

Auf der Grundlage von Huygens Prinzip (Kapitel 5.2.2) gestattet das 2. Rayleighintegral die Berechnung der Druckfeldgröße $p(r)$ im Fernfeld aus der Schnelleverteilung auf der Oberfläche eines Strahlers. Hierbei wird das schallabstrahlende Objekt als eine Ansammlung von Punktschallquellen betrachtet, die jeweils mit der Quellstärke $v_n dS$ pulsieren. Der Schalldruck im Fernfeld ergibt sich dann als Superposition der einzelnen Elementarstrahler. Sind diese

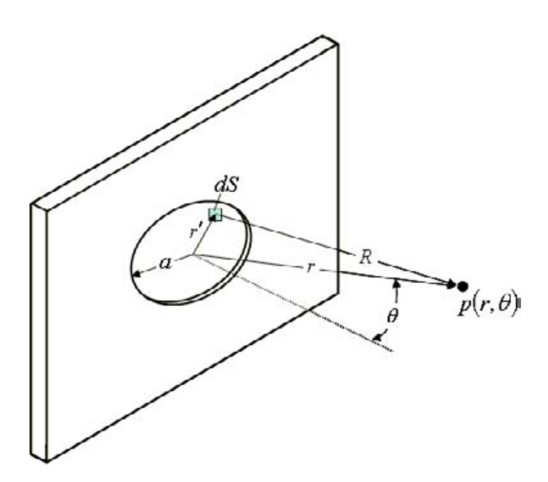


Bild 6-3: Kolbenstrahler in einer schallharten Wand

von infinitesimaler Größe, so geht die Summation in das Integral über:

$$p(r) = \frac{j\omega\rho}{2\pi} \int_S v_n(r') \cdot \frac{e^{-jkR}}{R} dS$$

Eine einfache Struktur im obigen Sinn stellt die kreisförmige Kolbenmembran mit dem Radius a in einer schallharten Wand dar **(Bild 6-3)**. Im Fernfeld gilt für den Schalldruck unter dem Winkel θ zur Kolbennormalen und im Abstand r von der Kolbenmitte:

$$p(\theta) = \frac{j\omega \cdot \rho \cdot v_n \cdot a^2}{2} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \frac{2J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}$$

mit J_1 Besselfunktion 1. Ordnung

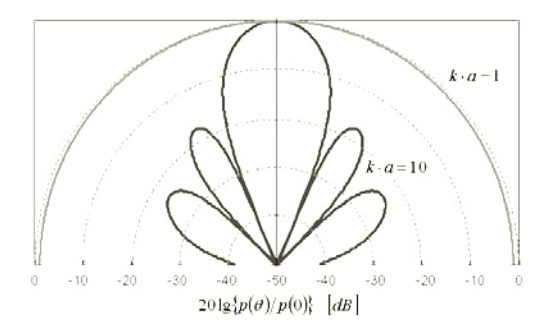


Bild 6-4: Richtungscharakteristik eines Kolbenstrahlers in einer schallharten Wand für zwei Helmholtzzahlen

Für die gesamte abgestrahlte Schallleistung des Kolbenstrahlers ergibt sich durch Integration über den Halbraum:

$$P_K = v_n^2 \cdot a^2 \cdot \pi \cdot Z_0 \left[1 - \frac{J_1(2ka)}{ka}\right]$$

Der dimensionslose Abstrahlgrad σ ist definiert als das Verhältnis der tatsächlich abgestrahlten Schallleistung P einer Oberfläche S zu derjenigen Schallleistung, die vom entsprechenden Flächenanteil einer konphas schwingenden unendlich großen ebenen Wand mit gleicher mittlerer quadratischer Schnelle emittiert wird:

$$\sigma = \frac{P}{Z_0 \cdot \overline{v_n^2} \cdot S} \tag{6-1}$$

Der Abstrahlgrad ist damit ein Maß für die Effektivität eines Strahlers. Für den Kolbenstrahler ergibt sich aus obigen Beziehungen:

$$\sigma_K = \left[1 - \frac{J_1(2ka)}{ka}\right]$$

Für tiefe Frequenzen und/oder kleine Kolbenfläche ($k.a$<<1) steigt der Abstrahlgrad mit der Kolbenfläche und dem Quadrat der Frequenz an:

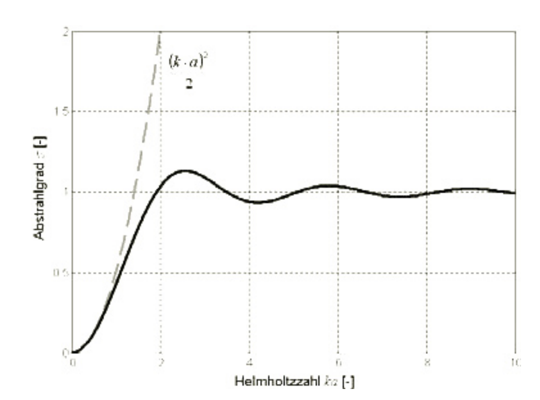


Bild 6-5: Abstrahlgrad eines Kolbenstrahlers und Näherung für niedrige Frequenzen in Abhängigkeit von der Helmholtzzahl

$$\sigma_K \approx \frac{S\cdot k^2}{2\pi} = \frac{(a\cdot k)^2}{2} << 1$$

Die gesamte abgestrahlte Schallleistung entspricht derjenigen eines Kugelstrahlers mit der Quellstärke $q = v_n \cdot S$ in den Halbraum:

$$P_K \approx q^2 \frac{Z_0 \cdot k^2}{2\pi}$$

Für hohe Frequenzen bzw. große Kolbenfläche (*k.a*>>1) entspricht das Abstrahlverhalten demjenigen der unendlichen ebenen Wand. Damit ergibt sich für den Abstrahlgrad:

$$\sigma_K \approx 1$$

Die gesamte abgestrahlte Schallleistung lässt sich in diesem Fall näherungsweise wie folgt angeben:

$$P_K \approx Z_0 \cdot v_n^2 \cdot S$$

Die schlechte Abstrahlung bei tiefen Frequenzen kann durch eine Impedanzanpassung verbessert werden. Dazu wird ein Exponentialtrichter vor den schwingenden Kolben gesetzt, dessen Fläche mit dem Wuchsmaß *b* zunimmt:

$$S(x) = S_0 e^{2bx}$$

Für den Abstrahlgrad ergibt sich in diesem Fall:

$$\sigma = \begin{cases} \sqrt{1-\left(\frac{\omega_{gr}}{\omega}\right)^2} & \text{für } \omega > \omega_{gr} \\ 0 & \text{für } \omega \le \omega_{gr} \end{cases}$$

mit der Grenzfrequenz ω_{gr}. Nur für $\omega>\omega_{gr}$ wird Wirkleistung abgestrahlt. Für $\omega<\omega_{gr}$ wird nur Blindleistung erzeugt. Die Grenzfrquenz ist abhängig vom Wuchsmaß:

$$k_{gr} = \frac{\omega_{gr}}{c} = b$$

Aus **Bild 6-6** ist die Verbesserung im Abstrahlgrad bei tiefen Frequenzen im Vergleich zum Kolbenstrahler in der schallharten Wand deutlich zu erkennen. Die Impedanzanpassung durch Exponentialtrichter wird im Automobilbau u.a. bei der Gestaltung von Hupen gezielt genutzt, sie hat aber auch unerwünschte Auswirkungen, z.B. bei der Abstrahlung von Luftschall im Bereich der Kontaktfläche des Reifens mit der Fahrbahn (Kapitel 11).

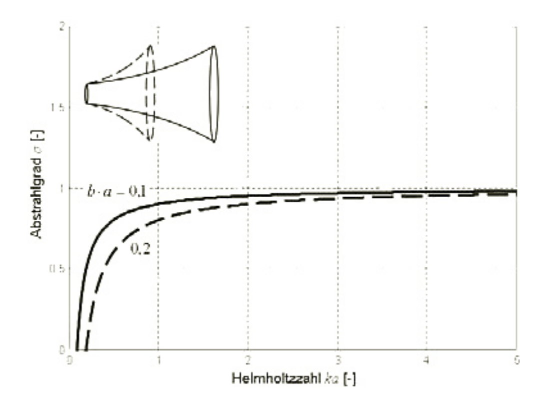


Bild 6-6: Abstrahlgrad eines Kolbenstrahlers für zwei Wuchsmaße des vorgesetzten Exponentialtrichters, im Vergleich zum Fall ohne Trichter

Bei komplexeren geometrischen Strukturen lässt sich die Schallabstrahlung nicht mehr ohne weiteres analytisch bestimmen. Die Lösung des Abstrahlproblems kann hier zumeist nur noch mit numerischen Methoden, z.B. durch das Randelementverfahren BEM (Kapitel 15.4) erfolgen, oder durch Näherungsverfahren (Kapitel 6.1.3) abgeschätzt werden. Generell kann gesagt werden: sind die konphas schwingenden Bereiche auf einer Oberfläche größer als die Wellenlänge in Luft, so ist $\sigma \approx 1$, ist dies nicht der Fall, so gilt $\sigma < 1$.

6.1.3 Plattenabstrahlung

Im Gegensatz zum Kolbenstrahler, ist die Oberflächenschnelle bei einer schwingenden dünnen Platte abhängig vom jeweiligen Schwingungsmode sehr verschieden. Damit sind nicht alle Moden einer schwingenden Oberfläche gleichmäßig an der Schallabstrahlung ins Fernfeld beteiligt. Bei Schwingformen mit ungeraden Wellenzahlen in beiden Rich-

tungen kommt es zu einer höheren Abstrahlung ins Fernfeld als bei Eigenformen mit geraden Wellenzahlen. Die Erklärung dafür ist, dass die Gebiete mit positiver und negativer Auslenkung bei Eigenformen mit geraden Wellenzahlen in beiden Richtungen gleich häufig sind, wodurch sich deren akustische Auswirkung im Fernfeld weitgehend aufhebt, während Eigenformen mit ungeraden Wellenzahlen eine resultierende Abstrahlung ins Fernfeld besitzen (vgl. **Bild 6-1**). Da der Druckausgleich durch den hydrodynamischen Kurzschluss von benachbarten Gebieten mit positiver und negativer Auslenkung gerade am Rand der Platte gestört ist, ist es erklärlich, dass die Abstrahlung in erster Linie an der Umrandung stattfindet. Von Maidanik [6] wurde für rechteckige Platten ein Abschätzverfahren angegeben, das die näherungsweise Bestimmung des Abstrahlgrades erlaubt. Es wurde von weiteren Autoren modifiziert [7] und liegt auch DIN EN 12354 zugrunde [8]. Dabei wird der Abstrahlgrad nach vier Frequenzbereichen unterschieden:

- Unterhalb der ersten Eigenresonanz schwingt die gesamte Oberfläche konphas und die Abstrahlung steigt analog zum Kolbenstrahler mit der Fläche *S* und dem Quadrat der Frequenz an (Kapitel 6.1.2):

$$\sigma \approx \frac{4 \cdot S}{c_0^2} f^2$$

- Im Resonanzbereich zwischen der ersten Eigenschwingung und der Koinzidenzfrequenz der Platte löschen sich die Biegewellen gegenseitig teilweise aus (akustischer Kurzschluss). Dadurch sinkt die Abstrahleffizienz in diesem Bereich unterhalb diejenige der konphas schwingenden Platte ab:

$$\sigma \approx \frac{\lambda_k^2}{S} \cdot \frac{8}{\pi^4} \cdot \frac{1-2\alpha^2}{\alpha\sqrt{1-\alpha^2}}$$

mit

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega}{\omega_k}}$$

- Im Bereich der Koinzidenzfrequenz liegt bestmögliche Anpassung zur Luft und damit ein Maximum beim Abstrahlgrad vor, der hier den Wert 1 auch überschreiten kann:

$$\sigma \approx \sqrt{\frac{l}{\lambda_k}} + \sqrt{\frac{b}{\lambda_k}}$$

- Oberhalb der Koinzidenzfrequenz nähert sich der Abstrahlgrad wieder demjenigen der unendlich ausgedehnten komphas schwingenden Platte an:

$$\sigma \approx \frac{1}{\sqrt{1-\omega_k/\omega}} \approx 1$$

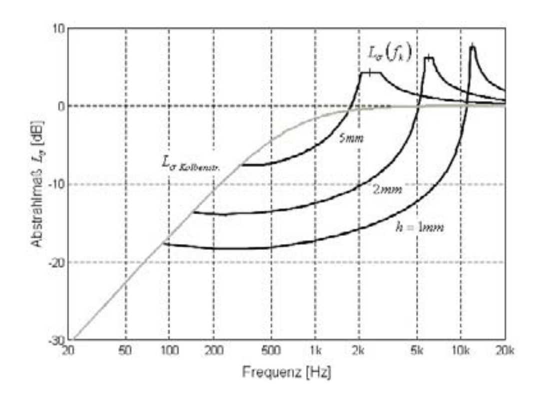


Bild 6-7: Abstrahlmaß siehe Kapitel 6.2.1 einer rechteckigen Stahlplatte mit den Abmessungen 0,2 x 0,3 m^2 für verschiedene Plattenstärken

Wie **Bild 6-7** zeigt, kann der Abstrahlgrad in erster Näherung durch die Filterkurve eines Hochpasses approximiert werden. Dabei gilt es allerdings zu beachten, dass sich der Abstrahlgrad auf die über die gesamte Hüllfläche integrierte Schallleistung bezieht. Der Schallpegel, welcher sich an einem bestimmten Aufpunkt einstellt, kann deshalb je nach Richtcharakteristik der Abstrahlung erheblich von dem Mittelwert abweichen. In **Tabelle 6-2** sind die wesentlichen Einflussparameter auf den Abstrahlgrad qualitativ zusammengestellt. Daraus geht hervor, dass im tieffrequenten Kolbenstrahlerbereich nur die Blechfläche selbst Einfluss auf das Abstrahlmaß besitzt, da nur diese den Schallfluss bestimmt. Im Resonanzbereich vergrößert dagegen eine Zunahme der Blechdicke wie auch des Blechumfangs den Abstrahlgrad. Dickwandige Strukturen wie Kurbelgehäuse von Verbrennungsmotoren oder Getriebegehäuse strahlen demgemäß den Schall besser ab als dünnwandige Bleche, da ihre Koinzidenzfrequenz entsprechend niedriger liegt. Versteifungsrippen erhöhen die Umfangslänge um die doppelte Rippenlänge und begünstigen damit ebenfalls den Abstrahlgrad. Im Gegensatz dazu bedeutet im Frequenzbereich der Koinzidenz eine größere Blechdicke einen abnehmenden Abstrahlgrad. Grundsätzlich ist jedoch zu beachten, dass die abgestrahlte Schallleistung nach der maschinenakustischen Gleichung nicht nur vom Abstrahlgrad, sondern auch von der Schwingschnelle an der Oberfläche bzw. von der mittleren Transfermobilität abhängig ist (Kapitel 6.2.1). Konstruktive Maßnahmen, wie z.B. Versteifungsrippen, welche den Abstrahlgrad tendenziell anheben, können gleichzeitig die Schwingschnelle bzw. die Transfermobilität positiv beeinflus-

sen und sich damit doch günstig bezüglich der angestrebten Verminderung der Luftschallemission auswirken.

Parameter	$f < f_{(1,1)}$	$f_{(1,1)} < f < f_k$	f_k	$f_k < f$
	Kolbenstrahler	Resonanzbereich	Koinzidenzbereich	unendliche Platte
Fläche S	-	+	-	0
Dicke h	0	--	++	+
Umfang $2(l+b)$	0	-	-	0
Material ρ/E	0	(+)	-	-

Tabelle 6-2: Einfluss der Form- und Materialparameter auf den Abstrahlgrad (+/- bedeutet günstiger/ungünstiger Einfluss bei Vergrößerung)

Bei der Schallabstrahlung in den Innenraum eines Automobils ist die bei den vorstehenden Betrachtungen angenommene Fernfeldbedingung für größere Blechflächen und tiefe Frequenzen allerdings nicht erfüllt. Im Nahfeld liefern daher auch die geradzahligen Moden einen signifikanten Beitrag zum lokalen Schallfeld. Für Stahlblech von 0,8 mm Stärke, wie es im Automobilbau üblich ist und für eine angenommene Kantenlänge des Blechfeldes von 0,5 m, ergibt sich für die 1. Fundamentalmode der randseitig eingespannten Platte eine Frequenz von ca. 30 Hz. Aus dieser Abschätzung wird deutlich, dass große Blechflächen, die in ihren Fundamentalmoden angeregt werden, sehr tieffrequente Strahler darstellen. Sie sind daher häufig für unangenehme Wummer- und Brummerscheinungen im Innenraum des Fahrzeugs mit verantwortlich (Kapitel 8.2.3). Um die Eigenschwingformen in höhere Frequenzbereiche mit besserer Dämpfung zu verlagern, werden die Blechfelder entweder durch Holme und Verrippungen in kleinere Abschnitte unterteilt, oder durch Bombierungen versteift. Insbesondere Bombierungen, welche die Blechfläche zu einer flachen Schale umformen, bewirken eine sehr effiziente Steifigkeitserhöhung, ohne den Nachteil der Umfangsvergrößerung, welche die Abstrahlung begünstigen würde.

6.2 Körperschallübertragung

6.2.1 Maschinenakustische Gleichung

Da die Schallabstrahlung von komplexen Strukturen zumeist nicht geschlossen ermittelt werden kann und darüber hinaus durch vielfältige Resonanzen charakterisiert ist, wird in der Praxis vielfach mit summarischen Betrachtungen gearbeitet, welche zumindest die grundlegenden Zusammenhänge aufzeigen können [3].

Die gesamte Schallleistung $P_L(\omega)$, welche eine Struktur mit schwingender Oberfläche bei der Frequenz ω abstrahlt, kann durch Umstellen von Formel 6-1 in Form der maschinenakustischen Grundgleichung ausgedrückt werden:

$$P_L(\omega) = Z_0 \cdot S \cdot \overline{v^2(\omega)} \cdot \sigma(\omega) \tag{6-2}$$

Der Ausdruck $\overline{v^2(\omega)}$ beschreibt die über der abstrahlenden Fläche S gemittelte quadratische Schwingschnelle. Der Abstrahlgrad σ beschreibt summarisch über die gesamte betrachtete Struktur die Umwandlung von Körperschall in sekundären Luftschall. Geht man von einer Einzelkrafterregung der Struktur aus, so kann man obige Gleichung auch in der Form

$$P_L(\omega) = Z_0 \cdot S \cdot F^2(\omega) \cdot \overline{Y_T^2(\omega)} \cdot \sigma(\omega)$$

angeben. $\overline{Y_T^2(\omega)}$ ist in diesem Fall die flächengemittelte quadrierte Transfermobilität, bezogen auf die Anregungsstelle der Kraft F. In der üblichen Pegelschreibweise ergibt sich der Schallleistungspegel L_P aus obiger Beziehung durch die Summe aus den drei Termen Kraftpegel L_F, Körperschallmaß L_Y und Abstrahlmaß L sowie einem Korrekturpegel L_K, der die restlichen Faktoren berücksichtigt:

$$L_P = L_F + L_Y + L_\sigma + L_K$$

$$L_P = 20\lg|F| + 10\lg\left|S \cdot \overline{Y_T^2}\right| + 10\lg\sigma + L_K$$

Der Schallleistungspegel ist ein Maß für die insgesamt von der Oberfläche eines Bauteils abgestrahlten Schalleistung. Der Kraftpegel ist eine von außen vorgegebene Anregungsgröße, auf die durch Gestaltoptimierung des Bauteils normalerweise kein Einfluß genommen werden kann, wenngleich ihre Größe und ihr frequenzabhängiges Verhalten von entscheidender Bedeutung für die abgestrahlte Schalleistung sind. In das Körperschallmaß fließen die Parameter abstrahlende Fläche und Transfermobilität ein. Das Abstrahlmaß wird durch den Abstrahlgrad bestimmt. Körperschallmaß und Abstrahlmaß hängen entscheidend von der konstruktiven Ausführung des Bauteils ab. Hier sind zunächst die Biegesteifigkeit und Massenbelegung des Bauteils zu nennen, die im Wesentlichen durch die Bauteilgeometrie festgelegt werden. Ebenfalls Einfluss haben jedoch Werkstoffeigenschaften wie E-Modul, Dichte und Materialdämpfung **(Tabelle 6-2)**.

Der grundlegende Energiefluss bei der Einleitung, Übertragung und Abstrahlung von Körperschall ist in **Bild 6-8** dargestellt:

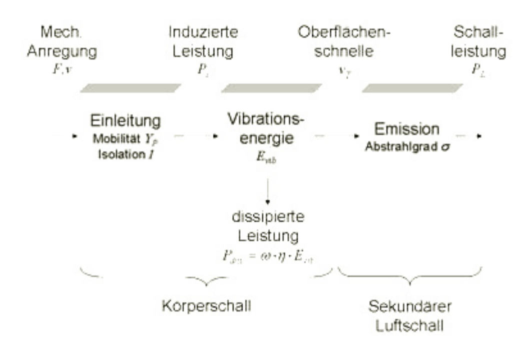


Bild 6-8: Grundlegender Energiefluss bei der Übertragung von Körperschall

Die induzierte Leistung ergibt sich unter Berücksichtigung der über der Frequenz gemittelten Punktmobilität am Einleitungspunkt zu:

$$P_i = F^2 \cdot \overline{Y}_P \tag{6-3}$$

Aufgrund der schwachen Dämpfung in der elastischen Platte und der Reflexionen an den Plattenrändern, bildet sich – vergleichbar zum Hallraum beim Luftschall (Kapitel 18.3) – praktisch in der gesamten Struktur die gleiche mittlere Energiedichte und damit auch die gleiche mittlere quadratische Schwinggeschwindigkeit $\overline{v_T^2}$ aus [4]. Aus Gründen der Energieerhaltung muss im eingeschwungenen Zustand die gesamte Leistung des induzierten Körperschalls entweder dissipiert oder abgestrahlt werden. Dabei steigt die Vibrationsenergie E_{vib} so lange an, bis der Gleichgewichtszustand zwischen eingeleiteter, dissipierter und abgestrahlter Leistung erreicht ist:

$$P_i = P_{diss} + P_L$$

Die dissipierte Leistung ist proportional zur Vibrationsenergie, zum Verlustfaktor η und der Schwingfrequenz, da die Energiedissipation proportional ist zu Anzahl der durchlaufenen Hysteresezyklen (Kapitel 6.2.6):

$$P_{diss} = E_{vib} \cdot \eta \cdot \omega = \overline{v_T^2} \cdot S \cdot m'' \cdot \eta \cdot \omega \tag{6-4}$$

Die abgestrahlte Leistung kann abgeleitet aus der Definitionsgleichung für den Abstrahlgrad σ in Form der maschinenakustischen Grundgleichung formuliert werden:

$$P_L = \rho_0 \cdot c_0 \cdot S \cdot \overline{v_T^2} \cdot \sigma \tag{6-5}$$

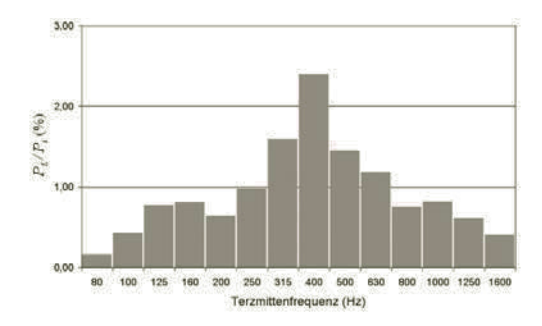


Bild 6-9: Relative abgestrahlte Schallleistung einer Rohkarosserie, gemittelt über verschiedene Einleitungspunkte

In **Bild 6-9** ist die relative abgestrahlte Schallleistung für eine Rohkarosserie dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass trotz des nominell geringen Verlustfaktors der Rohkarosserie ($\eta \approx 10^{-2}$), der größte Teil der eingeleiteten Energie dissipiert und nur ein sehr geringer Teil (im Prozent-Bereich) wieder abgestrahlt wird. Dies ist durch die starke Impedanz-Fehlanpassung der mechanischen Struktur zur Luft bedingt. Damit gilt:

$$P_{ind} \approx P_{diss}$$

Setzt man für die induzierte und die dissipierte Leistung die Formeln (6-3) und (6-4) ein, so erhält man daraus eine Abschätzung für die flächengemittelte quadratische Schwinggeschwindigkeit bzw. die flächengemittelte Transfermobilität $\overline{Y}_T$ bezogen auf den Einleitungspunkt der Kraft *F*:

$$\overline{v_T^2} \approx \frac{\overline{Y}_P}{\eta \cdot \omega \cdot S \cdot m''} \cdot F^2 = \overline{Y}_T^2 \cdot F^2$$

Mit diesen mittleren Größen für das Schwingverhalten der Plattenoberfläche kann nun auch das in Kapitel 6.1.2 eingeführte Körperschallmaß L_y bestimmt werden. Es fällt aufgrund der $1/\sqrt{\omega}$ -Abhängigkeit der Transfermobilität mit 10 dB pro Dekade über der Frequenz ab.

$$L_Y = 10 \cdot \lg\left(\frac{\overline{Y}_P}{\eta \cdot \omega \cdot m''}\right)$$

Mit den Formeln (6-3) und (6-4) ergibt sich auch, dass die abgestrahlte Schallenergie näherungsweise proportional ist zum Abstrahlgrad und umgekehrt proportional zum Verlustfaktor:

$$\frac{P_L}{P_i} \approx \frac{P_L}{P_{diss}} = \frac{\sigma}{\eta} \cdot \frac{\rho_0 \cdot c_0 \cdot S}{m'' \cdot \omega}$$

Um den körperschallinduzierten sekundären Luftschall zu beeinflussen, stehen somit grundsätzlich drei Ansätze zur Verfügung:

- Am effektivsten ist in der Regel die Verhinderung oder Verminderung der Einleitung von Schallenergie in die mechanische Struktur (Isolation). Dies wird erreicht durch eine Erhöhung der Eingangsimpedanz am Anregungspunkt oder noch besser durch elastische Lagerung der erregenden Quelle. Dadurch wird eine akustische Fehlanpassung infolge des Impedanzsprungs zwischen dem Lagerelement und dem Einleitungspunkt der Struktur erreicht (Kapitel 6.2.4).
- Ist die Schwingungsenergie bereits in der Struktur, kann diese durch geeignete Maßnahmen gedämpft werden. Der Verlustfaktor von dünnwandigen metallischen Strukturen ist jedoch sehr gering. Durch das Aufbringen von Dämpfungsbelägen auf schwingende Blechflächen im Bereich hoher Schwingamplituden, oder durch den Einsatz hochdämpfender Materialien kann der Verlustfaktor der mechanischen Struktur angehoben und akustische Energie gezielt dissipiert werden (Kapitel 6.2.6).
- Die Beeinflussung des Abstrahlgrades σ bereitet demgegenüber größere Schwierigkeiten. Beruhigt man stark abstrahlende Flächen, z.B. durch Versteifungsmaßnahmen oder Zusatzmassen, so wird die Energie der betroffenen Schwingungsmoden in der Regel in andere Strukturbereiche verlagert und von dort in Form neuer Schwingungsmoden abgestrahlt (siehe auch Kapitel 15.3).

6.2.2 Körperschallimmission

Die Einleitung von Körperschall in eine elastische Struktur, oder der Übergang von einer Teilstruktur zur Nächsten, erfolgt zumeist an genau definierten Einleitungspunkten (Lager, Flansche). Die Anregbarkeit der Struktur wird in der Regel durch die Punktmobilität (Admittanz) an diesen Stellen charakterisiert:

$$Y = \frac{v}{F}$$

Die Schwingungsquelle kann allgemein als eine anregende Kraft F_Q aufgefasst werden, welche über die Transfermatrix $[TQ]$ der Quelle mit der Senke verbunden ist. Ist die Schwingungsquelle z.B. der Verbrennungsmotor und die Senke die Fahrzeugkarosserie, so repräsentiert die Kraft F_Q die innere Gaskraft und die Transfermatrix das Übertragungsverhalten vom Kolbenboden bis zur Lageraufnahme an der Karosserie.

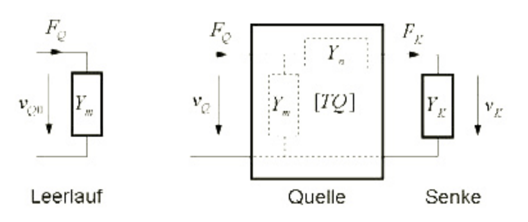


Bild 6-10: Allgemeines Modell der Schwingungseinleitung in eine nachgiebige Struktur

Für das vorstehende Modell lassen sich nach Kapitel 2.2.5 folgende Übertragungsfunktionen angeben:

$$\frac{v_K}{v_Q} = \frac{1}{TQ_{11} + TQ_{12}/Y_K} \qquad (6\text{-}6)$$

$$\frac{F_K}{F_Q} = \frac{1}{TQ_{22} + TQ_{21} \cdot Y_K}$$

Durch die Messung auf einem Prüfstand mit der Mobilität Y_P am Flansch kann die unbekannte Anregungskraft F_Q eliminiert und durch die auf dem Prüfstand gemessenen Kraft F_P ersetzt werden:

$$\frac{F_K}{F_P} = \frac{TQ_{22} + TQ_{21} \cdot Y_P}{TQ_{22} + TQ_{21} \cdot Y_K}$$

Besitzt der Prüfstand eine sehr steife Anbindung (d.h. $Y_P \to 0$), so vereinfacht sich die obige Beziehung zu

$$\frac{F_K}{F_P} = \frac{1}{1 + \frac{TQ_{21}}{TQ_{22}} \cdot Y_K} \qquad (6\text{-}7)$$

Da die Betriebskräfte von Maschinen normalerweise über massive Teile an die Umgebung weitergeleitet werden, kann der Kraftfluss durch die in **Bild 6-10** strichliert dargestellte Konfiguration aus bewegten Massen und Elastizitäten charakterisiert werden. Die Transfermatrix lässt sich damit durch die entsprechenden Mobilitäten beschreiben:

$$TQ = \begin{bmatrix} 1 & Y_n \\ 1/Y_m & 1 + Y_n/Y_m \end{bmatrix}$$

mit

$$Y_m = \frac{1}{s \cdot m_Q}$$

$$Y_n = s \cdot n_Q$$

Für die Übertragungsfunktionen ergibt sich in diesem Fall aus den Formeln 6-6:

$$\frac{v_K}{v_Q} = \frac{1}{1+Y_n/Y_K} = \frac{n_K}{n+n_K} \qquad (6\text{-}8)$$

$$\left|\frac{F_K}{F_Q}\right| = \left|\frac{Y_m}{Y_m+Y_n+Y_K}\right| = V_1\left(\eta, m, n+n_K\right)$$

mit der normierten Frequenz

$$\eta^2 = \omega^2 \cdot m \cdot \left(n+n_K\right) = \frac{Y_n+Y_K}{Y_m}$$

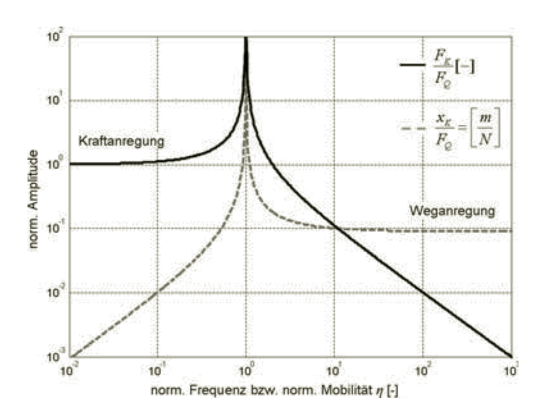


Bild 6-11: Amplitudengang der Kraft und des Schwingweges am Einleitungspunkt

Aus **Bild 6-11** wird deutlich, dass die Anregung der Senke bei Frequenzen weit unterhalb der Resonanz durch eine konstante (eingeprägte) Kraft erfolgt, während bei Frequenzen weit oberhalb der Resonanz der Schwingweg eingeprägt wird. In der Praxis werden deshalb vielfach nur die zwei Grenzfälle Kraft- und Weganregung betrachtet. *Kraftanregung* bedeutet, dass die Mobilität am Einleitungspunkt keinen Einfluss auf die anregende Kraft besitzt, während sie bei *Weganregung* keine Auswirkung auf den Schwingweg hat. Im Übergangsbereich liegt weder reine Kraft-, noch reine Weganregung vor.

Kraftanregung, d.h. Unabhängigkeit der Kraft F_K von der Mobilität Y_K liegt nur bei einer ausreichend steifen Struktur vor:

$$\omega \cdot \left(n+n_K\right) << 1/\omega \cdot m_Q$$

Geschwindigkeitserregung ist dagegen nur bei einer ausreichend nachgiebigen Struktur gewährleistet:

$$\omega \cdot \left(n+n_K\right) >> 1/\omega \cdot m_Q$$

6.2.3 Mobilitäten elementarer Bauteile

Für den Körperschalleintrag in eine elastische Struktur ist nach vorstehenden Betrachtungen die Mobilität am Einleitungspunkt wesentlich. Sie kann sich im einfachsten Fall entweder wie eine starre Masse *m* oder wie eine masselose Feder mit der Nachgiebigkeit *n* verhalten. Dieses einfache Modell ist in der Praxis jedoch nur unterhalb der ersten oder oberhalb der höchsten Eigenfrequenz von elastischen Strukturen gültig. Ein Modell, das aus den konzentrierten Elementen Feder, Masse und Dämpfer zusammengesetzt ist, besitzt dagegen bereits resonanzhaftes Verhalten mit der Eigenfrequenz ω_0 (Kapitel 3.2.1):

$$Y = \frac{s \cdot n}{1+s^2 \cdot m \cdot n + s \cdot n \cdot d}$$

$$Y = \frac{1}{m}\frac{j\eta}{1-\eta^2+2D\eta}$$

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_0} = \omega \cdot m \cdot n$$

Während im Frequenzbereich der gefühlten Schwingungen normalerweise nur einige dominante Schwingungsmoden relevant sind, die durch eine begrenzte Anzahl konzentrierter Feder- und Masseelemente ausreichend gut abgebildet werden können (Kapitel 4), ist der höherfrequente Körperschall durch eine große Modenanzahl in der Struktur gekennzeichnet. Die Mobilität der Struktur ergibt sich in diesem Fall aus der Superposition aller Moden:

$$Y_{ges} = \sum_i Y_i\left(m_i, \omega_i, D_i\right)$$

Da sämtliche *i* Eigenmoden bei komplexeren Strukturen in der Regel nicht mehr exakt zu modellieren und auch nicht sinnvoll konstruktiv gestaltbar sind, wird in diesem Frequenzbereich zumeist von mittleren Werten für die Mobilität der Struktur ausgegangen. In **Bild 6-12** ist die Situation exemplarisch für eine Platte im Vergleich zu einem einfachen Feder-Masse-System mit identischer 1. Eigenresonanz dargestellt. Während beide Systeme im quasistatischen Bereich unterhalb der 1. Resonanz äquivalentes federndes Verhalten mit einem Anstieg der Mobilität bei zunehmender Frequenz aufweisen, nimmt beim Feder-Masse-System oberhalb der Resonanz die Mobilität aufgrund des dominierenden Masseverhaltens wieder ab, während sie bei der elastischen Platte im Frequenzbereich der Strukturresonanzen im Mittel auf konstantem Niveau verharrt.

In Bild 6-12 lassen sich drei Frequenzbereiche unterscheiden:

- Unterhalb der ersten Strukturresonanz zeigt die Mobilität in Abhängigkeit von den Einspannbedingungen entweder Feder- oder Masseverhalten (**Tabelle 6-3**);

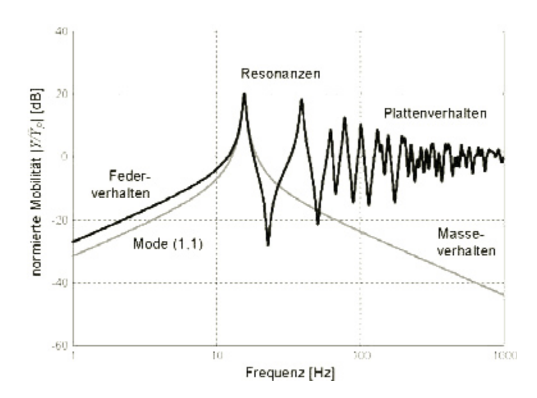


Bild 6-12: Amplitudengang der Mobilität einer schwach gedämpften Platte (0,5 x 0,5 x 0,0008 m^3, frei gestützt), im Vergleich zum einfachen Feder-Masse-System (Mode 1,1)

- Im mittleren Frequenzbereich sind ausgeprägte Resonanzen und Antiresonanzen mit großen Schwankungen der Amplituden zu erkennen;
- Im oberen Frequenzbereich stellt sich infolge der großen Modendichte ein annähernd konstanter Wert für die Mobilität ein.

Im oberen Frequenzbereich ergibt sich für die gemittelte Punktmobilität einer wenig gedämpften elastischen massebehafteten Platte folgende Abschätzung [4]:

$$\overline{Y}_P = \frac{1}{8 \cdot \sqrt{B \cdot m''}} \tag{6-9}$$

Dieses charakteristische Verhalten einer Platte kann als archetypisch für alle flächenhaften elastischen Strukturen im Frequenzbereich hoher Modendichte gelten. Die mittlere Mobilität am Einleitungspunkt kann in diesen Fällen oberhalb der ersten Strukturmoden als unabhängig von der Frequenz angenommen werden.

Befinden sich die Krafteinleitungspunkte dagegen unmittelbar an den *kastenartigen Trägern*, welche im Automobilbau das strukturelle Gerüst für die Rohkarosserie bilden, so liegt deren Punktsteifigkeit um ein Vielfaches über derjenigen der angrenzenden Blechfelder. Damit ist nur noch das Verhalten der Träger für die Einleitung des Körperschalls relevant. Aufgrund der sehr hohen Steifigkeit bei vergleichsweise geringem Massebelag verschiebt sich die erste Eigenresonanz zu sehr hohen Frequenzen. Der für die Körperschallübertragung relevante Frequenzbereich liegt damit unterhalb der ersten Eigenresonanz. Es kann daher im Unterschied zu den relativ weichen Platten mit relativ hohem Massebelag bei den Krafteinleitungspunkten an derartigen Trägern von federndem Verhalten mit konstanter Punktsteifigkeit und damit einer über der Frequenz mit 20 dB pro Dekade ansteigenden Mobilität ausgegangen werden (**Bild 6-13**).

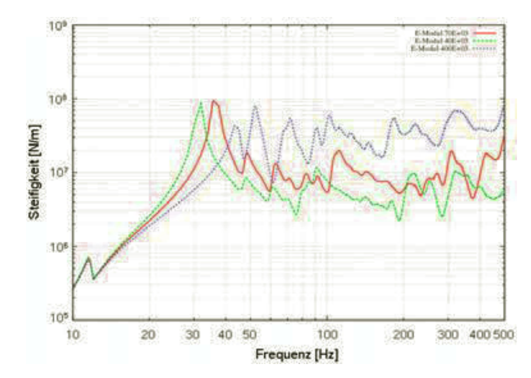


Bild 6-13: Amplitudengang der dynamischen Steifigkeit eines Motorträgers im Bereich der Lageraufnahme, frei beweglich gelagert

Bei kurzen einseitig eingespannten Balken nimmt die Mobilität dagegen im Bereich oberhalb der ersten Strukturmoden mit $1/\sqrt{\omega}$ ab[1].

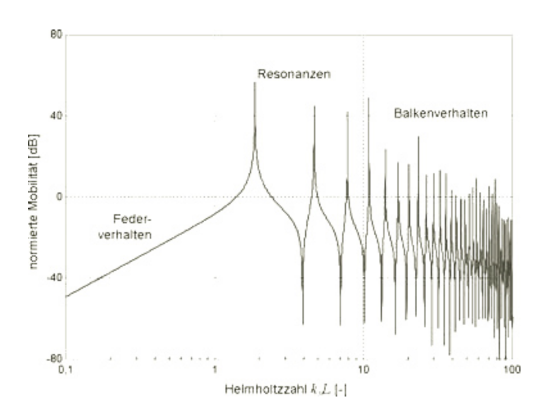


Bild 6-14: Amplitudengang der Mobilität eines einseitig eingespannten Balkens der Länge *L*

In **Tabelle 6-3** ist zusammenfassend der prinzipielle Amplitudengang für die Mobilität von elementaren Bauteilen zusammengestellt. Reale Bauteile können abhängig von Einspannbedingung und Frequenzbereich durch die elementaren Bauteile mit jeweils äquivalentem Verhalten charakterisiert werden.

elementares Bauteil		$\lvert Y(\omega)\rvert$ [dB/Dek]	charakteristisch für reale Bauteile
Feder	Y_n	20	gestützt/eingespannt unterhalb Resonanzen
Masse	Y_m	-20	frei beweglich unterhalb Resonanzen
Dämpfer	Y_d	0	Resonanzbereich
Platte	$\overline{Y}_P$	0	hohe Modendichte
Balken	$\overline{Y}_B$	-10	hohe Modendichte

Tabelle 6-3: Verlauf des Amplitudengangs der Mobilität von elementaren Bauteilen

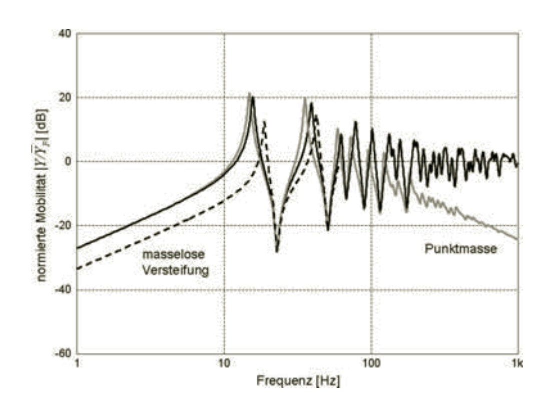


Bild 6-16: Einfluss von Versteifungsmaßnahmen und Zusatzmassen auf die Plattenmobilität

6.2.4 Dämmung durch Zusatzimpedanz

Körperschall, der sich in einer elastischen Struktur mit geringer Dämpfung ausbreitet, kann an dieser Ausbreitung nur sehr schwer gehindert werden. Als Dämmungsmaßnahmen, die innerhalb einer Struktur gezielt eingesetzt werden können, stehen Materialwechsel, Querschnittsprünge und Sperrmassen zur Verfügung [1]. Am wirksamsten ist in der Regel aber die Behinderung der Einleitung des Körperschalls selbst. Dies kann durch die Erhöhung der Eingangsimpedanz oder durch elastische Lagerung erfolgen.

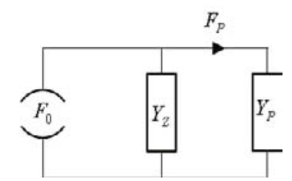


Bild 6-15: Erhöhung der Eingangsimpedanz

Eine Erhöhung der Eingangsimpedanz wird entweder durch Versteifungsmaßnahmen im Bereich der Krafteinleitung oder durch das Anbringen einer Zusatzmasse am Einleitungspunkt der Kraft bewirkt. Die Mobilität Y am Krafteinleitungspunkt ergibt sich gemäß **Bild 6-15** aus der Parallelschaltung der Plattenmobilität Y_P und der Mobilität der Zusatzmaßnahme Y_Z:

$$Y = \frac{Y_P \cdot Y_Z}{Y_P + Y_Z}$$

In **Bild 6-16** ist die Wirkung von Zusatzmaßnahmen auf die Gesamtmobilität einer Platte dargestellt. Danach bewirken Versteifungsmaßnahmen erwartungsgemäß eine Abnahme der Mobilität im tieffrequenten Bereich, während sich Zusatzmassen am Einleitungspunkt erst höherfrequent durch eine abnehmende Mobilität positiv auswirken. Durch die Zusatzmaßnahme lässt sich folgende Einfügedämmung erzielen:

$$L_E = 20 \cdot \lg\left|\frac{F_0}{F_P}\right| = 20 \cdot \lg\left|1 + \frac{\overline{Y}_P}{Y_Z}\right|$$

Eine Zusatzmasse m wirkt nur bei höheren Frequenzen und damit im Bereich konstanter mittlerer Punktmobilität der Platte:

$$L_E = 10 \cdot \lg\left[1 + \left(\omega \cdot m \cdot \overline{Y}_P\right)^2\right]$$

Eine gerade spürbare Wirkung von 3 dB tritt erst bei der sogenannten Massewirkungsfrequenz ω_m bzw. bei einem Mindestwert der Zusatzmasse ein:

$$\omega_m > \frac{1}{m_Z \cdot \overline{Y}_P}$$

$$m_Z > \frac{1}{\omega \cdot \overline{Y}_P} = \frac{\overline{c}}{\omega^2}$$

Wenn Körperschallquellen direkt an dünnwandigen Blechflächen angebracht sind, so genügt bei 100 Hz schon eine kleine Zusatzmasse von 100 g, um damit eine gerade spürbare Wirkung zu erzielen. Bei sehr steifen Strukturen, wie z.B. an den Aufnahmepunkten für Motorlagerung, Getriebebrücke oder Federbein, wären dafür schon Massen von weit über 10 kg erforderlich **(Bild 6-17)**. Daher sind Zusatzmassen an derart steifen Einleitungspunkten kein geeignetes Mittel um den Energieeintrag wirksam zu begrenzen.

Eine zusätzliche (masselos angenommene) Aussteifung mit der Steifigkeit c_Z wirkt tieffrequent in Relation zu der tieffrequenten Plattensteifigkeit c_P:

$$L_E = 20 \cdot \lg\left(1 + \frac{c_Z}{c_P}\right)$$

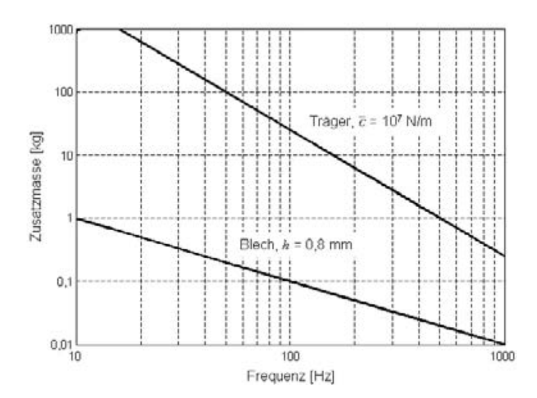


Bild 6-17: Notwendige Zusatzmasse um bei dünnen Stahlplatten bzw. bei steifen Trägerstrukturen eine gerade noch spürbare Wirkung von 3 dB zu erzielen

Für eine spürbare Wirkung muss hier gelten:

$$c_Z >> c_P$$

Um die Steifigkeit anzuheben, werden Blechfelder entweder durch Holme und Verrippungen gestützt, oder durch Bombierungen versteift. Insbesondere Bombierungen, welche die Blechfläche zu einer flachen Schale umformen, bewirken eine sehr effiziente Steifigkeitserhöhung, ohne die Nachteile von zusätzlichen Massen und einer für den Abstrahlgrad ungünstigen Umfangsvergrößerung in Kauf nehmen zu müssen.

6.2.5 Dämmung durch elastische Lagerung

Aus **Bild 6-11** wird deutlich, dass die anregende Kraft an einem Einleitungspunkt in die elastische Struktur umso kleiner wird, je größer das normierte Mobilitätsverhältnis η ausfällt. Um dieses anzuheben, kann die Mobilität der Quelle durch ein nachgiebiges Entkopplungselement in der Lagerung zusätzlich erhöht werden. Nachstehend wird davon ausgegangen, dass ein Teil der Masse und die gesamte Elastizität des Quellenmodells von **Bild 6-10** durch ein derartiges Entkopplungselement gebildet wird ($n = n_L$). Während im Bereich der fühlbaren Schwingungen bis etwa 100 Hz elastische Entkopplungselemente normalerweise als idealisierte masselose Federn betrachtet werden können, ist diese Annahme im höherfrequenten akustischen Bereich in der Regel nicht mehr ohne weiteres zulässig. Hier muss fallweise die Massebelegung der Entkopplungselemente mit berücksichtigt werden.

Die Wirkung einer Lagerung wird im einfachsten Fall durch das Isolationsverhältnis I charakterisiert. Dieses ist durch das Verhältnis der Amplituden der Schwingschnellen vor und nach der Lagerstelle definiert. Es kann nach Formel 6-8 durch das Verhältnis der Mobilitäten von Entkopplungselement Y_{Ln} und Senke Y_K bestimmt werden:

$$I = \left|\frac{v_Q}{v_K}\right| = \left|1 + Y_{Ln}/Y_K\right|$$

Im *quasistatischen Fall* werden nur die Nachgiebigkeiten des Entkopplungselementes n_L und der Lageraufnahme an der Senke n_K berücksichtigt, damit gilt:

$$I_{stat} = 1 + \frac{n_L}{n_K} \approx \frac{n_L}{n_K} = \frac{c_K}{c_L}$$

Für den Differenzpegel zwischen Eingang und Ausgang gilt:

$$D = 20 \cdot \lg(I)$$

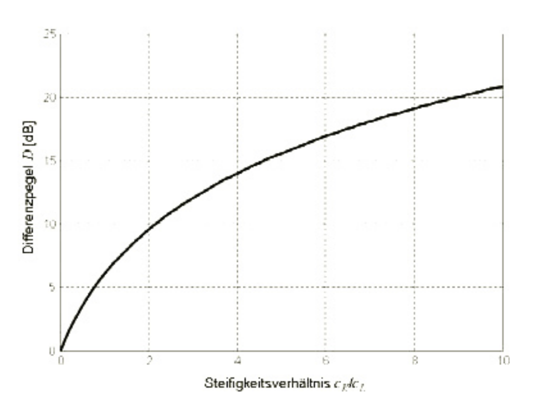


Bild 6-18: Differenzpegel bei quasistatischer Lagerisolation

In der Praxis werden zwischen Lageraufnahme und Entkopplungselement Steifigkeitsquotienten von 5 bis 10 angestrebt, was am Entkopplungselement einem Differenzpegel von 15 bis 20 dB entspricht. Da das Entkopplungselement eine ausreichend steife Anbindung der Quelle gewährleisten muss, kann es nicht beliebig weich ausgeführt werden. Um obige Bedingung trotzdem zu erfüllen, ist somit eine entsprechend steife Lageraufnahme an der Senke erforderlich. Deshalb werden Lagerpunkte an möglichst steifen Stellen einer Struktur, wie z.B. an großformatigen Trägern angeordnet. Diese besitzen nach Kapitel 6.2.2 im relevanten Frequenzbereich für Körperschall näherungsweise konstante Steifigkeit und entsprechen damit vorstehenden Annahmen.

Befindet sich der Lagerpunkt dagegen in der flächenhaften Struktur eines Blechfeldes, so kann für die

Mobilität dieser Senke Plattenverhalten entsprechend **Bild 6-12** angenommen werden. In diesem Fall liegt im unteren Frequenzbereich, in dem die Platte federndes Verhalten besitzt, quasistatische Isolation vor, während im oberen Frequenzbereich aufgrund der konstanten mittleren Mobilität der Platte eine mit 20 dB/Dekade ansteigende mittlere Isolationswirkung zu verzeichnen ist **(Bild 6-19)**.

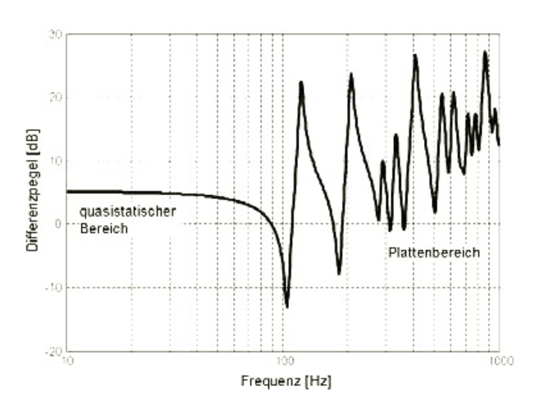


Bild 6-19: Isolationsverhalten einer elastischen Lagerung auf einer dünnen Platte (Blechfeld 0,2 x 0,3 x 0,001 m^3)

Um den Frequenzeinfluss auf das Dämmungsverhalten der elastischen Lagerung näher zu analysieren, betrachtet man an Stelle des Isolationsverhältnisses den Quotienten der Lagerkraft an der Senke ohne und mit Entkopplungselement:

$$E = \left| \frac{F_{K\,ohne}}{F_{K\,mit}} \right| = \left| 1 + \frac{Y_{Ln}}{Y_K + Y_m} \right|$$

$$E = \frac{1 - I_{stat} \cdot \eta^2}{1 - \eta^2}$$

mit der normierten Frequenz

$$\eta^2 = \omega^2 \cdot m_Q \cdot n_K$$

In der Praxis wird das Pegelmaß

$$L_E = 20 \lg E$$

benutzt und als Einfügedämmung bezeichnet, da es die Dämmwirkung durch das Einfügen des Entkopplungselementes beschreibt. In **Bild 6-20** ist das Dämmungsverhalten dargestellt. Aus dem oberen Bildteil ist ersichtlich, wie sich die Resonanz der eingeleiteten Kraft durch das Einfügen des Entkopplungselementes zu niedrigeren Frequenzen verschiebt. Es ist ebenfalls leicht zu erkennen, dass die Kraftanregung unterhalb dieser Resonanz mit und ohne Lager identische Werte annimmt. Damit ist in diesem Frequenzbereich keine Dämmwirkung gegeben. Oberhalb der Resonanz geht die Kraftanregung immer mehr in Weganregung über und nähert sich damit dem vorstehend beschriebenen quasistatischen Fall an.

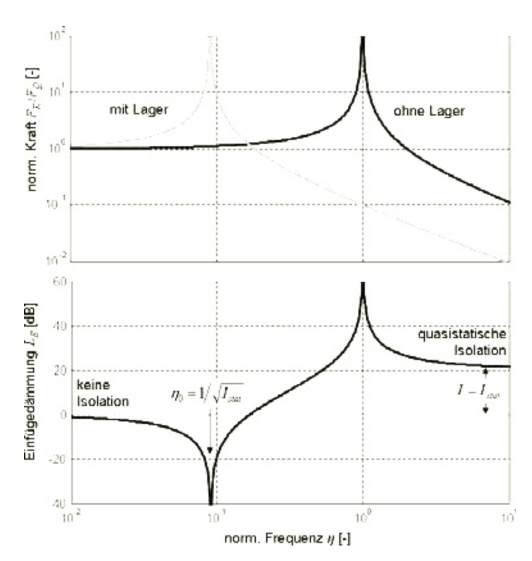


Bild 6-20: Einfügedämmung einer elastischen Lagerung in Abhängigkeit von der normierten Frequenz

Wird zusätzlich noch die Masse m_L des Entkopplungselementes berücksichtigt, so ergibt sich für diesen Fall:

$$E = \frac{1 - \eta^2 \cdot I_{stat} \cdot \left(1 + m_L / m_Q\right)}{1 - \eta^2}$$

$$E(\eta >> 1) \approx I_{stat} \cdot \left(1 + m_L / m_Q\right)$$

Die Masse des Entkopplungselementes verbessert die Isolationswirkung im höherfrequenten Bereich und verschiebt gleichzeitig den krafterregten FreBereich ohne Isolationswirkung zu tieferen Frequenzen.

Eine elastische Lagerung ist nur dann wirklich wirksam, wenn die Mobilität des Lagers groß genug ist im Vergleich zur Mobilität der Senke, um eine ausreichende quasistatische Isolation zu gewährleisten, und gleichzeitig für die normierte Frequenz $\eta > 1$ gewährleistet ist:

$$|Y_L| >> |Y_K| >> |Y_Q|$$

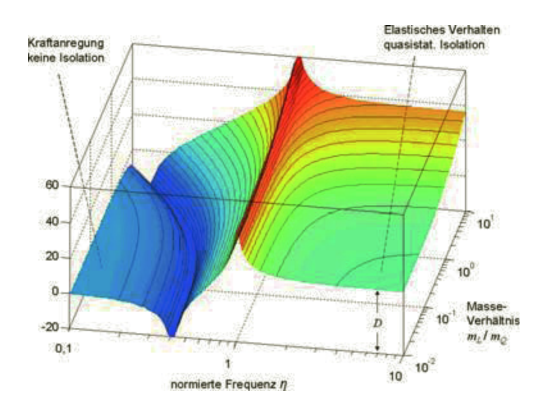


Bild 6-21: Einfügedämmung des Entkopplungselementes in Abhängigkeit von der normierten Frequenz und dem Quotienten der Massen von Entkopplungselement und Quelle

6.2.6 Dämpfung, Entdröhnung

Die Karosserien moderner Fahrzeuge werden zum großen Teil aus dünnen Blechflächen aus hochfestem Stahl mit sehr geringer Eigendämpfung hergestellt. Diese werden daher leicht zu Biegeschwingungen angeregt, was wiederum störende Schallabstrahlung (Dröhngeräusche) hervorrufen kann. Üblich ist im Fahrzeugbau daher das Aufbringen einer hoch dämpfenden Schicht auf die an sich schwach gedämpften Bleche (Entdröhnung). Normalerweise werden im Fahrzeugbau alle großflächigen Bleche im Boden-, Stirnwand-, Tür- und Dachbereich entdröhnt **(Bild 6-22)**.

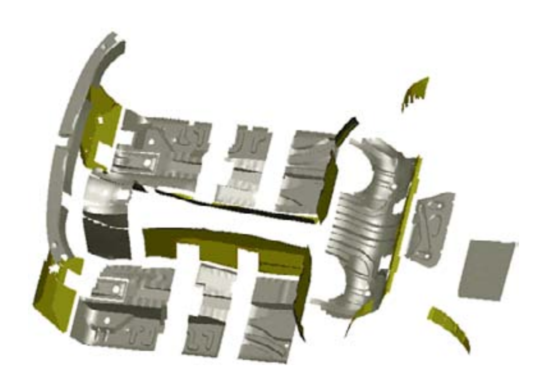


Bild 6-22: Antidröhnbeläge im Bereich Unterboden und Stirnwand

Dämpfung kann erreicht werden durch Verwendung verlustbehafteter Materialien mit hoher innerer Dämpfung oder durch Verbundbleche aus unterschiedlichen Werkstoffen, von denen mindestens eine Schicht aus hoch dämpfendem Material besteht. Dabei werden überwiegend Materialien auf Bitumenbasis verwendet. Durch seine thermoviskosen Eigenschaften ist Bitumen bei Raumtemperatur halbfest bis springhart, während es bei höheren Temperaturen zunächst verformbar wird, bis es sich bei ca. 150–200 °C verflüssigt. Im Bereich des Schallschutzes wird an Stelle von reinem Bitumen in der Regel modifiziertes Polymerbitumen verwendet. Dieses unter Verwendung von Polypropylen hergestellte Plastomerbitumen (PYP) zeichnet sich durch geringe Temperaturempfindlichkeit und hohe Alterungsbeständigkeit aus.

Im Frequenzbereich unterhalb der ersten Biegeeigenform ist das Verhalten einer elastischen Platte nach Kapitel 6.2.2 nur durch ihre Steifigkeit geprägt. Ein zusätzlicher Dämpfungsbelag besitzt hier somit keine signifikante Wirkung. Im Bereich der Schwingmoden nimmt die dissipierte Schwingenergie dagegen nach Formel 6-4 proportional mit dem Verlustfaktor zu, was bei einer Verdoppelung des Verlustfaktors eine Reduzierung der Körperschallpegels um 3 dB bedeutet. Bei sehr tieffrequent schwingenden großflächigen Blechfeldern kann es deshalb sinnvoll sein, diese zunächst durch Versickung so zu versteifen, dass ihre Eigenschwingformen in Frequenzbereiche mit höherer Dämpfung angehoben werden.

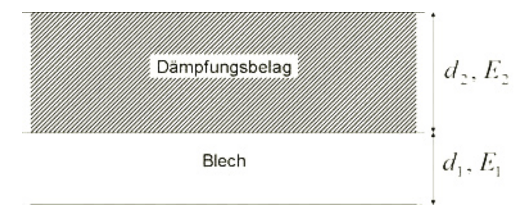


Bild 6-23: Blech mit Dämpfungsbelag zur Entdröhnung

Der Verlustfaktor eines dünnen Blechstreifens der frei schwingend gelagert wird, hängt nach [2] nur vom Verhältnis der E-Module des Dämpfungsbelags E_2 zum Blech E_1, vom Verhältnis der Dicke des Dämpfungsbelags d_2 zum Blech d_1 und vom Verlustfaktor η_2 des Belages selbst ab:

$$\frac{\eta}{\eta_2} = \frac{\varepsilon \cdot \Delta}{1+\varepsilon \cdot \Delta} \cdot \frac{3+6\Delta+4\Delta^2+2\varepsilon\Delta^3+\varepsilon^2\Delta^4}{1+2\varepsilon(2\Delta+3\Delta^2+2\Delta^3)+\varepsilon^2\Delta^4}$$

mit

$$\varepsilon = \frac{E_2}{E_1} \quad ; \quad \Delta = \frac{d_2}{d_1}$$

Der Verlustfaktor des entdröhnten Bleches steigt mit dem Dickenverhältnis zunächst monoton an, um dann mit einiger Welligkeit gegen den Grenzwert 1 zu

streben **(Bild 6-24)**, da der Verlustfaktor des Verbundes naturgemäß denjenigen des Dämpfungsbelages nicht überschreiten kann. Um das Potential der Dämpfungsschicht weitgehend auszunutzen, ist eine ausreichende Schichtdicke abhängig vom Steifigkeitsverhältnis erforderlich. Für eine optimale Entdröhnung, ohne gleichzeitig die Schichtdicke des Belages zu groß werden zu lassen, sollte der Dämpfungsbelag daher aus hinreichend steifem Werkstoff bestehen und ungefähr dreimal so dick sein wie die Blechfläche:

$$\varepsilon = 10^{-3}..10^{-2};\ \Delta \approx 3$$

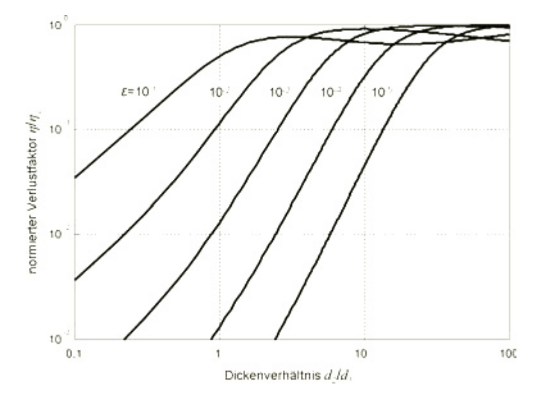


Bild 6-24: Relativer Verlustfaktor von entdröhntem Blech

In dem vorstehenden Ausdruck für den relativen Verlustfaktor des Verbundes geht die spezifische Dichte der Materialien nicht ein. Bei gleichen sonstigen Kennwerten erreicht man demnach mit dem leichteren Entdröhnmittel eine vorgeschriebene Dämpfung bei geringerer Belagmasse. Stellt diese die Begrenzung dar, so erlaubt der leichtere Stoff eine bessere Entdröhnung. Meist genügt es auch, diejenigen Blechflächen mit einem Dämpfungsbelag zu versehen, die bei Auslenkung stark gekrümmt werden. An Stelle von eingeklebten Belägen auf Bitumenbasis werden deshalb neuerdings auch spritzbare Beschichtungen eingesetzt. Numerische Optimierungsverfahren, z.B. auf der Grundlage von genetischen Algorithmen, ermöglichen in Verbindung mit den spritzbaren Beschichtungen bereits heute die Entdröhnung der Karosserie durch optimale Anordnung und optimierte Dicke des Dämpfungsbelages bei deutlich reduziertem Gewicht.

Durch die Dämpfungsbeläge wird eine nicht unerhebliche Masseerhöhung der Rohkarosserie verursacht. Bei einem einfachen Belag beträgt diese bei der dreifachen Dicke gegenüber Stahlblech und einer spezifischen Dichte des Belages von $1{,}4 \cdot 10^3\,kg/m^3$ immerhin ca. 50%. Eine gewichtsoptimale Alternative zu Entdröhnbelägen stellen Verbundbleche dar, da mit diesen bei ca. 20 % Gewichtszunahme bereits vergleichbare Dämpfungswerte erreicht werden können. Dreischichtige Verbundbleche aus zwei Metall-Deckblechen und einer fest verbundenen Zwischenschicht aus hoch dämpfendem Material unterscheiden sich in ihrer Wirkungsweise grundsätzlich von vorstehenden Dämpfungsbelägen. Hier sollte die Zwischenschicht aus einem relativ schubweichen Werkstoff (Schubmodul G_D) bestehen und eine geringe Schichtdicke aufweisen:

$$G_D \approx 2....20\,N/mm^2$$
$$d_D \approx 0{,}05....0{,}1mm$$

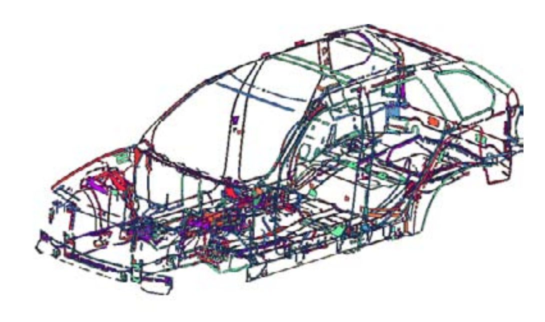
Die Wirksamkeit derartiger Sandwichbleche hängt neben dem Materialaufbau auch stark von der geometrischen Formgebung des Bauteils ab. Daher sind die effektiven Verbesserungen durch den Einsatz derartiger Materialien weniger durch die Verlustfaktoren als vielmehr durch die damit erreichten Dämmungsmaße im Vergleich zu herkömmlichen Blechen charakterisiert. Typische Anwendungsgebiete für Sandwichbleche sind Ölwannen und auch die Stirnwand von Karosserien.

Bei Blechflächen, die in Fahrzeugen verbaut sind, ergeben sich gegenüber den vorstehenden Betrachtungen abweichende Verhältnisse durch die mehr oder weniger große Grunddämpfung an den Inhomogenitäten im Bereich der Verbindungen der Blechflächen, sowie durch die Formsteife infolge der Oberflächenkrümmung (Bombierung). Daher liegt die Dämpfung einer Rohkarosserie ohne Dämpfungsbeläge bereits um mehr als eine Zehnerpotenz über dem Wert der reinen Materialdämpfung (10^{-4} ... 10^{-3}).

Als Beispiel für den Einfluss von Inhomogenitäten durch Verbindungstechniken zeigt **Bild 6-25** typische Flanschverläufe bei einer heutigen Schalenbauweise der Karosserie.

In einem Forschungsprojekt wurden auch die Einflüsse der Verbindungstechnik, sowie des Abstandes zwischen den Verbindungspunkten, auf die Dämpfungseigenschaften untersucht. Folgende prinzipiellen Schlussfolgerungen können daraus gezogen werden:

- Lokale Steifigkeit und Dämpfung des Verbundes hängen von der Verbindungstechnik ab. Bei großem Verbindungsabstand haben in abnehmender Reihenfolge geclinchte, punktgeschweißte, stanzgenietete und blindgenietete Verbindungen stark unterschiedliche Dämpfungen.
- Bei abnehmendem Abstand der Verbindungspunkte nimmt die Dämpfung ab. Folglich entsteht diese nicht an, sondern primär zwischen den Verbindungen an den Flanschen, etwa durch Reibung oder eingeschlossene Luft.



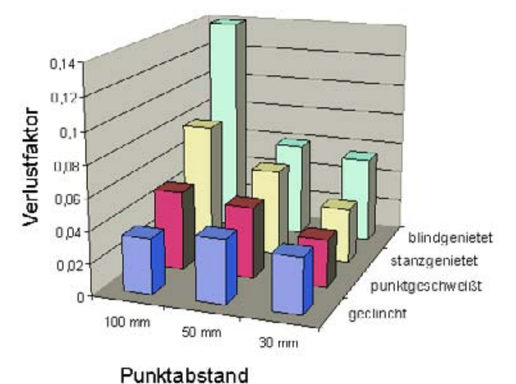


Bild 6-25: Flanschverbindungen und Abhängigkeit des Verlustfaktors

- Mit abnehmendem Abstand zwischen den Verbindungspunkten nähern sich die bei verschiedenen Techniken gemessenen Verlustfaktoren dem Grenzwert der Materialdämpfung des homogen verbundenen Bauteils an.

6.3 Lagerelemente

Lagerelemente haben im Allgemeinen drei wesentliche Aufgaben und daraus abgeleitet drei widersprüchliche Anforderungen zu erfüllen:

- Ausreichende Steifigkeit und damit genügend kleine Federwege zum Tragen der statischen Last;
- Hohe Dämpfung von niederfrequenten Schwingungen insbesondere im Resonanzbereich;
- Gute Isolation von akustischen Einträgen im überkritischen Bereich und damit geringe Steifigkeit und möglichst niedrige Dämpfung;

Zur Lösung dieser Aufgaben stehen unterschiedlich komplexe Bauelemente und Technologien zur Verfügung.

Gummi/Metall-Lager stellen die einfachste Form von Lagerelementen dar. Sie bestehen aus einem Lagerkörper aus Elastomer-Material, der an Metallelemente zur Befestigung anvulkanisiert ist.

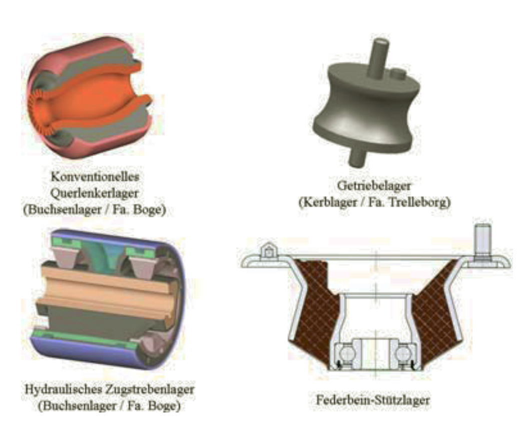


Bild 6-26: Bauformen von Gummi/Metall-Lagern

Ausgangsmaterial für die Elastomer-Herstellung ist Natur- oder Synthesekautschuk. Durch Beimischung von Zusatzstoffen (Füllstoffe, Weichmacher, usw.) werden die Eigenschaften in weiten Grenzen beeinflusst. Durch Zusatz von Ruß kann z.B. der Härte-Bereich des Elastomers in weiten Grenzen zwischen ca. 30 bis 90 Shore variiert werden. Damit sind Steifigkeitsänderungen möglich, die über den Faktor 20 hinausgehen. Nachteilig ist die starke Temperaturabhängigkeit von Natur-Kautschuk. Diese erlaubt nur Umgebungstemperaturen bis zu 80 °C. Für höhere Temperaturen bis über 150 °C steht Synthesekautschuk zur Verfügung, wie z.B. EPDM (Ethylen-Propylen-Dien-Kautschuk), FKM (Fluor-Kautschuk) oder VMQ (Silikon-Kautschuk). Diese weisen jedoch noch deutliche Nachteile hinsichtlich der mechanischen Eigenschaften auf. Die typische Elastizität entsteht erst bei der Vulkanisation. Dabei werden die Molekülketten miteinander vernetzt. Infolgedessen kehren diese nach Krafteinwirkung praktisch vollständig in ihre Ausgangslage zurück. Die Federeigenschaften eines Lagers hängen vom E-Modul des Elastomers und von seiner geometrischen Gestaltung ab. Deshalb ist die verbindliche Identifizierung einer Gummifeder nicht die gemessene Elastomer-Härte, sondern die Federkennlinie. Durch innere Reibung des Elastomers entsteht eine Dämpfung. Diese wird normalerweise durch den Verlustwinkel δ ausgedrückt (Kapitel 3.3.3). In **Bild 6-27** ist der typische Kennlinienverlauf eines Elastomerlagers dargestellt. Deutlich sind die dynamische Verhärtung bei ansteigender Frequenz sowie der mit der Frequenz ansteigende Verlustwinkel zu erkennen.

Aus vorstehenden Anforderungen leitet sich für eine „ideale“ Lagerkennlinie hohe Steifigkeit und Dämpfung im niederfrequenten Bereich und geringe Steifigkeit und Dämpfung im höherfrequenten Bereich

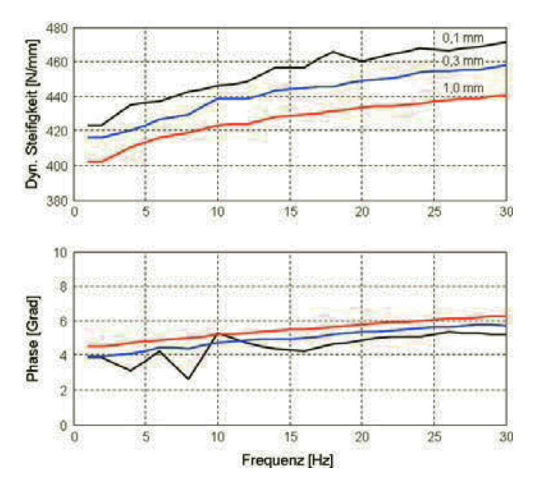


Bild 6-27: Dynamische Steifigkeit und Verlustwinkel eines Elastomer-Motorlagers für drei Auslenkungsamplituden

ab. Dem steht bei einfachen Gummilagern die dynamische Verhärtung dieser Lager entgegen. Sie können daher den Zielkonflikt nur unzureichend auflösen und werden dementsprechend nur bei geringen Anforderungen eingesetzt.

Passive Hydrolager sind heute im Automobilbau Stand der Technik. Es handelt sich dabei um Gummilager mit integrierter hydraulischer Dämpfung. Sie entwickeln hohe frequenz- und amplitudenselektive Dämpfungskräfte und sind damit in der Lage, Resonanzen zu bedämpfen, ohne die Isolation oberhalb des Resonanzbereiches durch hohe Dämpfung und damit einhergehender Verhärtung zu beeinträchtigen. So werden z. B. Hydrolager bei der Motorlagerung zur gezielten Bedämpfung der Stuckerresonanz, oder bei der Fahrwerklagerung zur Bedämpfung der Radresonanz eingesetzt. Die Dämpfung wird durch die Bewegung eines hochviskosen Fluids erreicht. Hydrolager verbinden damit die guten akustischen Eigenschaften des Elastomers im Bereich der akustisch relevanten Frequenzen und Amplituden mit einer wirksamen hydraulischen Bedämpfung der niederfrequenten Schwingungen im Bereich der Resonanz.

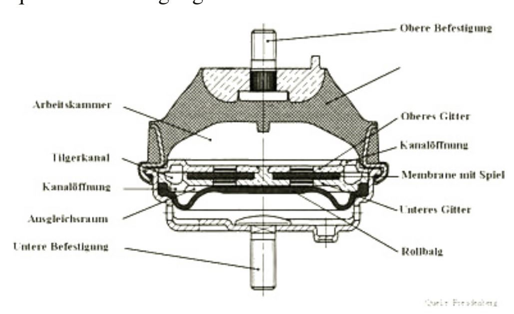


Bild 6-28: Einkammer-Hydrolager, Schnittbild

Bei kleinen Ausschlägen wird die Kraft von der Tragfeder aus Elastomer aufgebracht und die Volumenänderung in der Kammer 1 durch Verschiebung der Membran innerhalb ihres Lagerspiels s_F kompensiert. Bei großen Ausschlägen erreicht die Membran ihre Anschläge und die Flüssigkeit in Kammer 1 wird über den Ringkanal in Kammer 2 gedrückt. Das Verhältnis von Kammerquerschnitt A_K zu Ringkanalquerschnitt A_R ist sehr groß. Dadurch wird die Fluidmasse m_F mit großer Geschwindigkeit durch den Ringkanal bewegt, mit entsprechend hohen Trägheits- und Dämpfungskräften. Für die wirksame Fluidmasse m_{Fw} gilt:

$$m_{Fw} = \left(\frac{A_K}{A_R}\right)^2 \cdot m_F$$

Mit der Tragfedersteifigkeit c_T und der Fluidsteifigkeit c_F lässt sich nachstehendes Wirkmodell ableiten. Für kleine Auslenkungen ($\hat{x} << s_F$) ist nur die Tragfeder im Einsatz, während für große Membranspiele ($\hat{x} >> s_F$) auch die Masse, Steifigkeit und Dämpfung des Fluids wirksam werden.

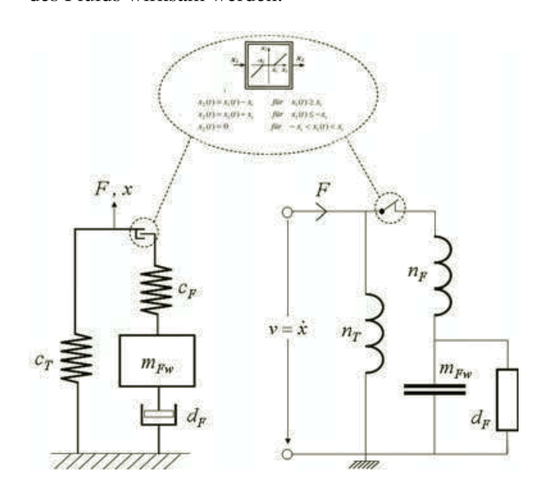


Bild 6-29: Hydrolager, Wirkmodell und elektrische Ersatzschaltung

Aus der elektrischen Ersatzschaltung lässt sich die Übertragungsfunktion für den Fall $s_F = 0$ unmittelbar ableiten:

$$\frac{F}{x} = s \cdot \frac{F}{v} = s \cdot \left(\frac{1}{s \cdot n_T} + \left(s \cdot n_F + \frac{1}{s \cdot m_F + d_F} \right)^{-1} \right)$$

Daraus errechnet sich für den Amplitudengang bzw. für die dynamische Steifigkeit:

$$\left|\frac{F}{x}\right| = |\underline{C}| = \frac{1}{n_T} \cdot \left(\frac{\omega^4 m_F^2 n^2 + \omega^2 (d_F^2 n^2 - 2 m_F n) + 1}{\omega^4 n_F^2 m_F^2 + \omega^2 (d_F^2 n_F^2 - 2 m_F n_F) + 1} \right)^{1/2}$$

mit $n = n_T + n_F$

$$|\underline{C}|(\omega \to 0) = \frac{1}{n_T}$$

$$|\underline{C}|(\omega \to \infty) = \frac{n_F + n_T}{n_F \cdot n_T}$$

Für den Verlustwinkel gilt der nachstehende Zusammenhang:

$$\delta = \arctan \frac{\omega \cdot n_T / d_F}{\omega^4 \cdot a - \omega^2 \cdot b + 1}$$

$$a = m_F^2 n_F n$$

$$b = m_F (2n_F + n_T) - d_F^2 n_F n$$

Im **Bild 6-30** ist der Amplituden- und Phasengang beispielhaft für nachstehende Zahlenwerte dargestellt:

Parameter	Symbol	Wert	Einheit
Tragfefersteifigkeit	c_T	$4 \cdot 10^5$	*N/m*
Fluidsteifigkeit	c_F	$2{,}2 \cdot 10^5$	*N/m*
Fluidmasse	m_F	30	*kg*
Fluiddämpfung	d_F	800	*Ns/m*

Daraus ist zu ersehen, dass große Auslenkungen im Übergangsbereich des Lagers stark gedämpft werden, während kleine Amplituden und höhere Frequenzen weitgehend ungedämpft übertragen werden. Bei richtiger Abstimmung des Lagers können damit niederfrequente Resonanzschwingungen mit großer Amplitude stark gedämpft und gleichzeitig höherfrequente akustische Signale mit kleiner Amplitude wirksam isoliert werden. Nachteilig bleibt bei diesem Lagertyp die Tatsache, dass die dynamische Steifigkeit im höherfrequenten Bereich auf jeden Fall ansteigt. Das Bild zeigt auch die gute Übereinstimmung der nach obigen Gleichungen gerechneten Verläufe (ohne Membranspiel) mit gemessenen Verläufen (mit Membranspiel):

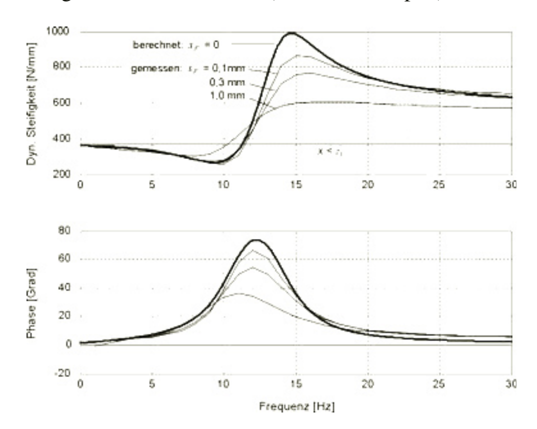


Bild 6-30: Exemplarischer Verlauf von Federrate und Verlustwinkel für ein Hydro-Motorlager, gemessen und berechnet nach Bild 6-29

Bei *schaltbaren Lagern* ist es möglich, das Steifigkeits- oder das Dämpfungsverhalten in Abhängigkeit vom Betriebszustand gezielt umzuschalten. So kann z.B. bei einem schaltbaren hydraulischen Motorlager die Dämpfung im Leerlauf des Motors gezielt abgeschaltet werden, um eine optimale Isolation zu erhalten. Im Fahrbetrieb wird die Dämpfung zugeschaltet, um die Stuckerschwingungen ausreichend zu bedämpfen. Nachteilig an den Lagern mit schaltbarer Dämpfung ist der Umstand, dass nur die dynamische Steifigkeit beeinflusst werden kann, während die statische Steifigkeit unverändert bleibt. Daher sind mittlerweile auch Lösungen entwickelt worden, die es erlauben, auch die Steifigkeiten gezielt umzuschalten. Dazu wird ein auf den Leerlauf abgestimmtes Gummilager mit einem zuschaltbaren für den Fahrbetrieb optimierten Hydrolager kombiniert.

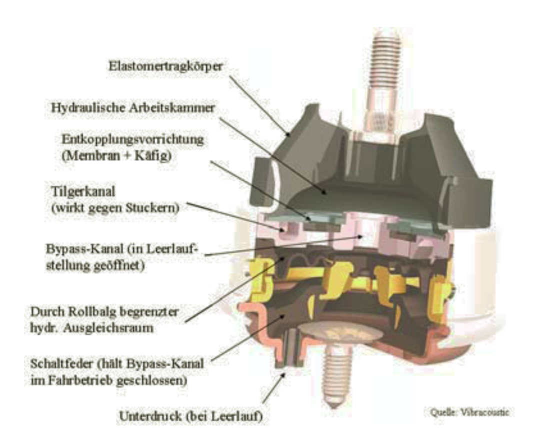


Bild 6-31: Hydrolager mit schaltbarer Dämpfung

Wie vorstehend aufgezeigt, nimmt bei herkömmlichen Gummilagern die dynamische Steifigkeit mit höher werdender Frequenz zu. Grundsätzlich sind die Möglichkeiten, diese Eigenschaft eines derartigen Gummilagers zu beeinflussen, sehr beschränkt. Erstrebenswert ist es aber, die Steifigkeiten eines solchen Lagers in Richtung der drei senkrecht aufeinander stehenden Belastungsrichtungen, möglichst unabhängig voneinander einstellen zu können, weil die Anforderungen an die Motorlagerung im Hinblick auf diese drei Richtungen unterschiedlich sind. Um dieses Problem zu lösen, wurden mit der *pneumatischen Motorlagerung* ein völlig neuartiges Konzept zur Aufnahme einer Brennkraftmaschine im Motorraum eines Kraftfahrzeuges vorgeschlagen [5], das sich in Anlehnung an die Luftfederung bei Fahrwerken dadurch auszeichnet, dass Gas als federndes und dämpfendes Medium verwendet wird und damit eine Entkopplung zwischen der statisch steifen Federung für die Tragfunktion und einer dynamisch weichen Federung für die höherfrequente Isolation ermöglicht wird (Kapitel 3.3.2).

Eine neuartige Generation *steuerbarer Lager* befindet sich derzeit ebenfalls in der Entwicklung. Der Kern dieses Lagers ist eine magnetorheologische Flüssigkeit (MRF) als hydraulisch wirkendes Fluid. Diese Flüssigkeit enthält kleine magnetisierbare Teilchen. Durch Anlegen eines Magnetfelds können die Eigenschaften solcher Lager gezielt beeinflusst werden. Insbesondere kann deren Steifigkeit und Bedämpfungsvermögen in einem weiten Frequenzbereich *stufenlos* variiert werden. Aufgrund der hohen Reaktionsgeschwindigkeit der MRF können sich MRF-Hydrolager sehr schnell veränderlichen Betriebsbedingungen anpassen.

Lagerprinzip	Verstellwirkung / Kraftwirkung				Bedämpfung von		Platzbedarf
	Leerlauf	Fahrbetrieb	in einer Richtung	räumlich	harmonischer Anregung	stochastischer Anregung	
Dämpfungssteuerbare Lager (DSHL)	X		X		X	X	mittel
Steifigkeitssteuerbare Lager (SSHL)	X		X	X	X	X	hoch
Aktive Lager / Tilger	X	X	X		X		sehr hoch

Tabelle 6-4: Eigenschaften steuerbarer Lager

Zur optimalen Entkopplung werden auch aktive Lager untersucht. Kennzeichnend für diesen Lagertyp sind Aktionskräfte, die im Lager selbst erzeugt werden und zur Schwingungskompensation gegenphasig zur störenden Anregung eingeprägt werden (Kapitel 3.4.2).

Literatur

[1] Cremer, L.; Heckl, M.: Körperschall, Springer Verlag Berlin, 1996

[2] Oberst, H.: „Über die Dämpfung der Biegeschwingungen dünner Bleche durch fest haftende Beläge“, Acustica, 2, Akustische Beihefte, 4, 1954

[3] Kollmann, F. G.: Maschinenakustik; Springer-Verlag, 2000

[4] Schirmer, W.: Technischer Lärmschutz, VDI Verlag, 1996

[5] Patentanmeldung European Patent EP1531282: Combined mount-damper unit and use of such a mount-damper unit

[6] Maidanik, G.: Response of ribbed panels to reverbarant acoustic fields. JASA 34 (1962), S. 809–825

[7] Föller, D.: Maschinengeräusche, Die Geräuschabstrahlung von Platten und kastenförmigen Maschinengehäusen. Forschungshefte Forschungskuratorium Maschinenbau e.V. Heft 78 (1979)

[8] DIN EN 12354: Berechnung der akustischen Eigenschaften von Gebäuden aus den Bauteileigenschaften. Beuth Verlag GmbH, Berlin. Dezember 2000